

УДК 535.34, 535.37

РОСТ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ КАК ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВЦыдыпова Б.Н.², Гусакова Н.В.¹, Павлюк А.А.², Ясюкевич А.С.¹, Кулешов Н.В.¹, Григорьев С.В.¹, Солодовников С.Ф.²¹НИЦ оптических материалов и технологий БНТУ, Минск, Республика Беларусь,²Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация

В настоящей работе определены состав шихты и параметры процесса выращивания однородных кристаллов $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$, методом Чохральского в условиях низких градиентов температуры (<1 град/см), активированных Yb^{3+} . Определены спектроскопические характеристики кристаллов $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ как лазерных сред.

Шихту для выращивания кристаллов $\text{Yb}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ синтезировали непосредственно в платиновом тигле сплавлением механической смеси компонентов Na_2CO_3 , Yb_2O_3 , Bi_2O_3 и MoO_3 (чистота (4–5)N), взятых в стехиометрическом соотношении. Содержание ионов иттербия в шихте составляло 0,1 и 1 ат. %. Кристаллы выращивали на установке НХ620Н, разработанной в Институте неорганической химии СО РАН [1]. Использовали простой П-алгоритм управления: температура в печи корректировалась автоматически по сигналу рассогласования между показаниями веса кристалла и программатора.

Платиновый тигель, размерами 70 × 120 мм, сверху плотно закрытый крышкой с узким (диаметр 15–18 мм) патрубком, помещали в трехзонную печь, запитанную от трех терморегуляторов. С помощью терморегуляторов (ПИТ-3) в печи экспериментально устанавливали температурный градиент для образования в тигле нужного распределения температуры.

Кристаллы $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$: (рис. 1) выращивали на затравки, ориентированные по [001]. Скорость вытягивания составляла около 2 мм/сут. Массовая скорость кристаллизации менялась в процессе выращивания от 1 г/сутки в начале вытягивания до 20 г/сутки при достижении постоянного поперечного сечения кристалла. После отрыва от расплава кристалл охлаждали до комнатной температуры со скоростью 20–30 град/ч. Выращены кристаллы высокого оптического качества размером 30 × 30 × 40 мм, ориентированные вдоль [001].

Процентное массовое содержание ионов Yb^{3+} в кристаллах, выращенных из шихты с концентрацией иттербия 1 ат. %, определялось с помощью электронного микроскопа Vega II LMU с микроанализатором Inca Energy 350. По результатам измерений было установлено, что атомарная концентрация Yb^{3+} для данного кристаллического образца составляет 1,4 %, что соответствует концентрации ионов Yb^{3+} $N_{\text{Yb}} = 8.67 \pm 1.4 \cdot 10^{19}$ 1/см³.

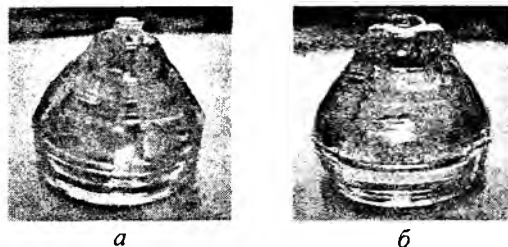


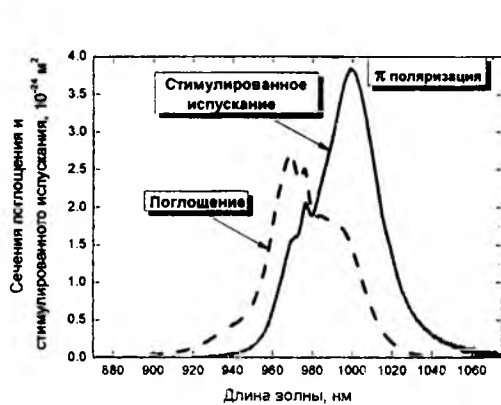
Рисунок 1 – Кристаллы $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2:\text{Yb}^{3+}$: а - Yb^{3+} (0.23 ат.%), б - Yb^{3+} (1.4 ат.%)

Содержание иттербия в кристалле, выращенном из шихты с концентрацией Yb^{3+} 0,1 ат. %, определяли спектроскопическим методом при сравнении спектров поглощения обоих кристаллов в области 870–1080 нм. Для данного кристаллического образца атомарная концентрация Yb^{3+} составляет 0.23 %, что соответствует концентрации ионов Yb^{3+} $N_{\text{Yb}} = 1.45 \pm 0.5 \cdot 10^{19}$ 1/см³.

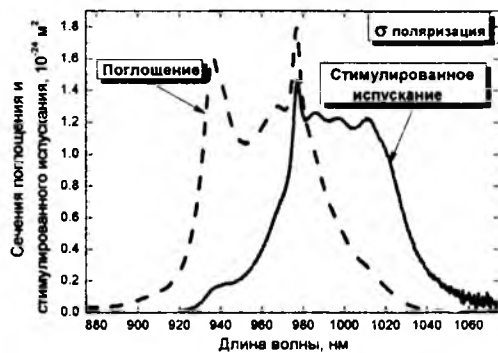
Спектры поглощения кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ в поляризованном свете регистрировались на двулучевом спектрофотометре Cary-5000, при комнатной температуре, в спектральном диапазоне 870–1080 нм. Сечения стимулированного испускания рассчитывались по модифицированному методу соответствия. На рисунке 2 представлены спектры сечений поглощения и стимулированного испускания для направлений поляризации параллельно (π) и перпендикулярно (σ) оптической оси кристалла. Структурная разупорядоченность в кристаллах двойных молибдатов приводит к уширению спектральных линий иона активатора. Ширина спектра поглощения на полувысоте для π -поляризации составила 47 нм, для σ -поляризации – 60 нм, соответственно. Максимальные значения сечений поглощения и стимулированного испускания для кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ соответствовали направлению π -поляризации и составили $\sigma_{\text{abs}} = 2.7 \cdot 10^{-20}$ см² ($\lambda = 969$ нм) и $\sigma_{\text{em}} = 3.8 \cdot 10^{-20}$ см² ($\lambda = 1000$ нм). Для направления соответствующего σ -поляризации максимум в спектре сечений поглощения составил $\sigma_{\text{abs}} = 1.8 \cdot 10^{-20}$ см² (977 нм). Полученные значения сечений поглощения и стимулированного испускания для кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ близки к

сечениям для кристаллов $\text{Yb}^{3+}:\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$ [2] и $\text{Yb}^{3+}:\text{NaY}(\text{MoO}_4)_2$ [3].

При исследовании кинетики затухания люминесценции с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ возбуждение осуществлялось на длине волны 960 нм излучением параметрического генератора частоты (LOTIS TII LT-2214) с длительностью импульсов излучения ≈ 20 нс накачиваемого третьей гармоникой импульсного Nd:YAG лазера (LOTIS TII LS-2137). Регистрация выходящего из монохроматора МДР-12 излучения люминесценции осуществлялась быстродействующим фотоприемником на основе фотодиода (G5851), соединенным с цифровым осциллографом Tektronics TDS3052B с полосой усиления 500 МГц.



а



б

а – π - поляризация, б – σ -поляризация.

Рисунок 2 – Спектры сечений поглощения и стимулированного испускания кристалла

Для снижения влияния эффекта перепоглощения излучения люминесценции, которое приводит к ее затягиванию, регистрация кинетик затухания люминесценции проводилась в суспензиях. Временной закон затухания люминесценции хорошо аппроксимируется моноэкспоненциальной зависимостью (рис. 3). Время жизни уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона иттербия, измеренное при комнатной температуре, составило 235 мкс. Мы будем рассматривать это время как радиационное время жизни иона иттербия на уровне ${}^2\text{F}_{5/2}$,

так как в материалах с небольшим содержанием иттербия квантовый выход люминесценции близок к единице.

На рисунке 4 приведены спектры коэффициентов усиления для различных значений относительной заселенности верхнего мультиплета ($\beta = N_2/N_{\text{Yb}}$), которые соответствуют типичным условиям возбуждения генерации в непрерывном режиме и режиме синхронизации мод.

При $\beta = 0.2$ ширина спектра усиления на полувысоте составила $\Delta\lambda \approx 25$ нм, что потенциально обеспечивает получение световых импульсов длительность τ менее 150 фс в области длины волны 1000 нм.

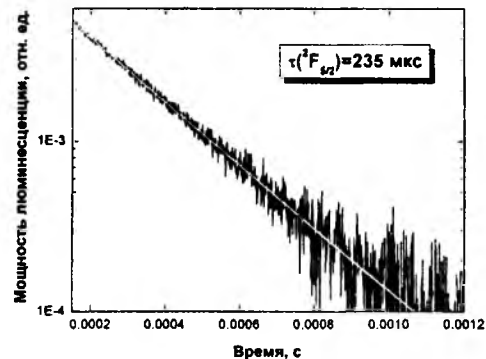


Рисунок 3 – Кинетика затухания люминесценции с уровня ${}^3\text{F}_4$ (зарегистрированная в суспензии). Серая линия – моноэкспоненциальная аппроксимация

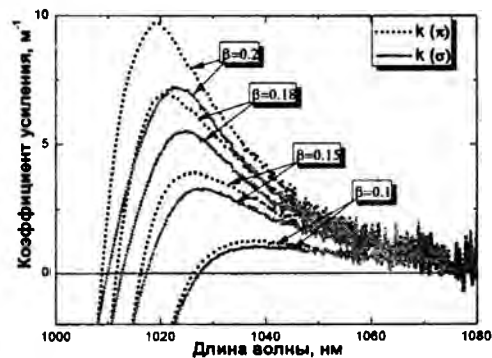


Рисунок 4 – Спектры коэффициентов усиления k (штриховая – π поляризация, сплошная – σ поляризация) при различной заселенности верхнего мультиплета β

1. Васильев, Я.В. Низкоградиентная технология роста скнтилляционных оксидных кристаллов / Я.В. Васильев / и др. / В кн. «Сцинтилляционные материалы. Инженерия, устройства, применение», Харьков: ИСМА, 2011, ISBN 966-02-2555-5 (серия), ISBN 978-966-02-6104-4, С. 119–180.
2. Mandrik, A.V. CW and Q-switched diode-pumped laser operation of $\text{Yb}^{3+}:\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$ / A.V. Mandrik, A.E. Troshin, V.E. Kisel, A.S. Yasukevich,

G.N. Klavsut, N.V. Kuleshov, A.A. Pavlyuk. // Appl. Phys. B 81. – 2005. – P. 1119-1121.

3. Andreas Schmidt, Simon Rivier, Uwe Griebner, Valentin Petrov. Tunable Laser Operation of Yb:NaY(MoO₄)₂. // IEEE – 2008.

УДК 620.179.14

О ВЫБОРЕ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ ВИХРЕТОКОВОГО ТОЛЩИНОМЕРА С НАКЛАДНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

Чернышев А.В.

Институт прикладной физики НАН Беларуси
Минск, Республика Беларусь

При разработке вихретокового толщиномера необходимо выбрать оптимальное значение его рабочей частоты, при которой обеспечивается контроль толщины проводящего листа (или проводящего покрытия на проводящем основании) в заданном интервале ее значений. В качестве основной величины при этом используется представление о глубине проникновения поля возбуждения в контролируемый образец. Известна формула для определения глубина проникновения плоской электромагнитной волны в проводящее магнитное (или немагнитное) полупространство, обозначим ее как δ_{st} , она имеет вид

$$\delta_{st} = 503 \sqrt{\frac{1}{f \mu \sigma}} \quad (1),$$

где f – частота поля возбуждения, μ – относительная магнитная проницаемость полупространства, σ – его удельная электрическая проводимость. На такой глубине амплитуда плотности вихревых токов (или амплитуда напряженности магнитного поля возбуждения) в e раз меньше той, которая имеется на поверхности полупространства. В вихретоковых преобразователях часто используются накладные преобразователи. Распределение в пространстве вектора напряженности переменного магнитного поля возбуждения, создаваемого накладным преобразователем, существенно отличается от распределения в пространстве вектора напряженности переменного магнитного поля плоской электромагнитной волны. В результате реальная глубина проникновения в проводящий образец магнитного поля возбуждения витка или плотности вихревых токов, наведенных этим полем, обозначим в этом случае ее как δ , оказывается меньшей, чем δ_{st} [1]. Очевидно, поле возбуждения проникает в образец на значительно большую глубину, чем δ (или δ_{st}). Например, на глубине, равной $3\delta_{st}$, амплитуда плотности вихревых токов составляет примерно 5% от амплитуды плотности вихревых токов на поверхности полупространства. Вопрос о выборе частоты поля возбуждения, при которой обеспечивается контроль толщины проводящего листа (или толщины поводящего покрытия

на проводящей подложке) в заданном интервале ее значений, рассмотрен в настоящей работе.

Методика расчета следующая. Полагается, что над проводящим листом или над проводящей двухслойной средой расположен виток (имеющий радиус R), через который пропускается переменный ток синусоидальной формы с фиксированной частотой f . Толщина листа или толщина верхнего слоя двухслойной среды обозначена как d . Зазор между витком и пластиной – h . Радиус измерительной катушки полагался равным радиусу витка поля возбуждения R , она содержит один виток и расположена соосно с витком возбуждения между ним и контролируемой пластиной на расстоянии $0,5 \cdot h$ от нее, ось витка перпендикулярна поверхности листа. Анализируется зависимость амплитуды вносимой в измерительную катушку эдс от d . Для определения δ анализировалась зависимость амплитуды плотности вихревых токов J в пластине от расстояния (вглубь пластины) до ее поверхности. Для определения амплитуды эдс измерительной катушки и J находился модуль комплексной амплитуды вектор-потенциала \vec{A} в пластине и в свободном пространстве над ней по аналитическим выражениям, приведенным в [2].

Рассмотрим результаты численных вычислений. Сначала предположим, что виток с $R = 0,003$ м расположен над протяженным проводящим немагнитным листом, электропроводность σ материала которого равна $6 \cdot 10^7$ См/м (что примерно соответствует электропроводности меди), зазор между витком и пластиной $h = 0,001$ м. Полагаем, что через виток пропускается переменный ток с амплитудой 1 А, его частота $f = 10$ кГц. Анализируется амплитуда вносимой эдс измерительной катушки, которая содержит один виток, имеет радиус, равный 0,003 м, и расположена на середине расстояния между витком поля возбуждения и поверхностью листа. Обе катушки расположены соосно, их общая ось перпендикулярна поверхности пластины.

Первоначально полагается, что толщина листа d заведомо больше той глубины, с которой возможно зафиксировать информацию об отклонениях от однородного распределения σ в объеме листа на основе анализа амплитуды вноси-